

选频元件谱线宽度对可调谐外腔 半导体激光器的影响*

陈建国 周小红

(四川联合大学光电系, 成都 610064)

摘 要 在可调谐外腔半导体激光器(ECLD)中, 选频元件的响应函数具有一定的频谱宽度, 本文研究了该宽度对外腔半导体激光器的影响, 导出了为实现外腔半导体激光器的连续调谐所需的该宽度的上限的表达式, 求得了该响应函数的峰值频率与振荡频率之间的差别。

关键词 外腔半导体激光器, 连续调谐, 频谱宽度。

1 引 言

引入光栅、法布里-珀罗标准具等具有频率(或波长)选择功能的元件后, 外腔式半导体激光器可以用来产生可调谐窄线宽激光。由于这种辐射在许多方面都具有重要的用途, 因而这些年来外腔半导体激光器一直是一个深受重视的研究对象^[1-5]。在经过了多年的研究之后, 人们对外腔半导体激光器有了相当深刻的认识。但在某些方面仍然有待于进一步的研究, 这些有待于进一步研究的内容, 不仅只是那些与非线性效应有关的现象^[4, 5], 而且也包括某些不涉及非线性效应的内容^[6]。

从选模的角度来看, 如果光栅线宽太宽, 选模有困难, 从实践上看, 光栅线宽又不能作得无限窄。为了产生单模振荡, 在光栅线宽范围内不应该包含太多的外腔模, 即光栅线宽不能明显大于外腔模式间距, 不过, 实验表明这种认识的根据是不足的, 在外腔模式间距为几百 MHz, 光栅线宽达几十 GHz 的^[4]的实验中, 外腔半导体激光器依然可以单模振荡。事实上, 即使把光栅换成普通的反射镜, 外腔半导体激光器依然容易实现单模振荡^[3]。可见, 选择光栅线宽的因素应是实现外腔半导体激光器调谐的连续性所需, 在本文中, 尝试着按照某种确定的物理根源对光栅线宽上限进行了计算, 并导出了它的表达式, 结果表明, 多数实验中采用的光栅线宽是低于理论上限的。

前人的研究显示, 要使外腔半导体激光器在预设的频率振荡, 旋转光栅与微调外腔长度应同时进行^[4]。前者为了选择频率, 后者为了满足振荡的位相条件, 本文中研究的调谐限于通过上述两种机械手段实现的调谐(不包括那些通过改变电流、温度的调谐), 所谓连续调谐则要求可以通过上述两种机械调节方式使外腔半导体激光器在调谐范围内任意频率处外腔

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1997-06-10; 收到修改稿日期: 1997-11-10

振荡。为了证明调谐的连续性, 仅靠有限个点的实验结果是不充分的, 还需要在理论上证明外腔半导体激光器可在调谐范围内任何频率处振荡。

2 外腔和光栅系统分析

为方便后边的讨论, 先简单描述文中涉及的外腔半导体激光器, 它由两个子腔构成, 右边那个子腔是一个一面镀减反射膜的半导体激光器, 左边那个子腔则限定在半导体激光器的镀膜面与光栅之间。按照惯例, 外腔中的光学元件所带来的损耗均归并到光栅的反射率中了, 外腔和外腔半导体激光器的长度分别为 L_1 和 L_2 , 光栅、半导体激光器镀膜面及另一端面的反射率分别为 R_1' 、 R 和 R_2 (其对应的反射系数绝对值分别为 r_1' 、 r 和 r_2), 在考虑了反射系数的正负号之后, 由等效腔法^[5]或射线法^[6]均可证明外腔半导体激光器的阈值条件为

$$1 = r r_1' \exp(-i\psi) + r r_2 G \exp(-i\varphi) - r_1' r_2 G \exp[-i(\psi + \varphi)] \quad (1)$$

式中 G 为增益因子, 且有

$$\psi = \frac{4\pi n L_1}{c}, \quad \varphi = \frac{4\pi m L_2 \nu}{c} \quad (2)$$

在(2)式中, n 为半导体激光器的有效折射率, ν 为振荡频率, c 为真空中的光速。在知道参量 G 后, 如果还想知道所需的载流子数密度 N 则可以采用下式:

$$G(\nu) = \exp\{[a\Gamma(N/H - N_0) - \gamma]L_2\} \quad (3)$$

在(3)式中, a 为微分增益系数, Γ 为限制因子, N_0 为透明载流子数密度, γ 为损耗系数, 且

$$H(\nu) = \frac{1 + (\nu - \nu_g)^2}{Q^2} \quad (4)$$

式中 ν_g 为增益峰值频率, $2Q$ 等于增益线宽(FWHM)。在光栅线宽有限的情况下, 在形式上总可把光栅反射函数写成

$$R_1' = R_1 J(\nu) \quad (5)$$

式中 R_1 为光栅反射的最大反射率; $J(\nu)$ 为一个最大值为 1 的频率函数, 通常它的表达式可在教科书中找到^[7]。由于在本文中所考虑的频率与 J 的峰值频率 ν 相差不大, 在保留二阶小量的情况下, J 可近似写为 $[1 - b_2(\nu - \nu)^2]$ 。为了计算方便, 在文献[4]中把它写成了高斯函数, 即

$$J(\nu) = \exp\left[-\frac{(\nu - \nu)^2}{k^2}\right] \quad (6)$$

式中 k 为表征光栅线宽的常量(为方便讨论, 直接称之为光栅线宽), 在机械调谐且不考虑非线性效应(即认为半导体激光器的子腔模式频率不变)的情况下, 影响外腔半导体激光器特性的主要参量确切地说是振荡频率与最近的半导体激光器子腔模式频率 ν_p 的差 δ ^[5]。于是问题就变成了要使外腔半导体激光器在某个频率 ν 处振荡, 所需的增益因子 G (或阈值载流子密度 N) 是多大? 外腔长度 L_1 应该调节到多长? 在考虑光栅线宽后, 产生的新问题是 ν 应该与 ν_p 有怎样的差别? 比较(1)式的虚部和实部可得^[6]

$$G(\nu) = \{[R(1 - R_1 J)^2 \cos^2 \varphi + (R_1 J - R)(1 - R R_1 J)]^{1/2} - r(1 - R_1 J) \cos \varphi / [r_2(R_1 J - R)]\} \quad (7)$$

在常规理论中, 光栅反馈被当作 δ 函数, 因而振荡波长与 ν 相同, 即 J 等于 1, 于是在(7)式中令 J 等于 1 就求得了结果。同时, 由(1)式也可以导出外腔长度 L_1 的显函形式的表达式, 然

而, 在需要考虑光栅线宽的情况下, ν 可能会不等于 ν , 于是 ν 变成了未知数。

3 光栅线宽的影响

考虑到半导体激光器是种均匀加宽介质, 如果外腔半导体激光器能够振荡的话, 它应该振荡在所需阈值增益最低的频率处, 在外腔长度远大于半导体激光器腔长的情况下, 可以近似认为对任何阈值增益最低的频率总有满足位相条件的外腔模式与之相对应, 于是判断外腔半导体激光器能否在某个频率振荡就简化为判断在该频率处增益因子 G 是否为最小值, 换言之, 需要 $G(\nu)$ 的一阶导数为零, 二阶导数大于零, (7) 式求一阶导数后可得

$$J'(\nu) = 2rr_2G\varphi'(1 - R_1J) \sin \varphi'(R_1Z) \quad (8)$$

$$Z = R_2G^2 + R - 2rr_2G \sin \varphi \quad (9)$$

式中 J' 、 G' 、 φ' (为常数) 分别表示 J 、 G 、 φ 对 ν 的一阶导数。把(6) 式代入(8) 式并与(5) 式联立, 可以求得要使外腔半导体激光器在某个频率振荡, ν 应取多少, 求得 ν 之后, 就可得到 G 和 L_1 , 除了数值计算外, 考虑到 ν 与 ν 的差别不大, 还可以采用近似计算的方法来求 ν , 如果把 $(\nu - \nu)/k$ 当作无穷小量, 在一阶近似下可得

$$(\nu - \nu)/\Delta = 2\pi(k/\Delta)^2 rr_2G_y \sin \varphi'(R_1Z_y) \quad (10)$$

把(7) 式和(9) 式中的 J 用 1 来近似之后, 就得到了 G_y 和 Z_y , Δ 为半导体激光器子腔模式间距, 即

$$\Delta = c/(2nL_2) \quad (11)$$

如果把半导体激光器模式的共振频率 ν_p 选为参考点, 则有

$$\delta_r - \delta = 2\pi(k/\Delta)^2 rr_2G_y \sin \delta/(R_1Z_y) \quad (12)$$

式中 $\delta = (\nu - \nu_p)/\Delta$, $\delta_r = (\nu - \nu_p)/\delta$, 以下称为(归一化) 频率差, 从(9) 式可以看到, 对于镀减反膜的半导体激光器, r_2G 远大于 r , 故 Z 恒大于零。于是, 根据(12) 式可知: 当外腔半导体激光器被调在半导体激光器子腔的共振或反共振频率振荡时, 光栅反馈峰值频率应与振荡频率一致; 当外腔半导体激光器被调在某个其它的频率振荡时, 光栅反射的峰值频率应调在比振荡频率离半导体激光器共振频率更远的地方。在以上的讨论中只涉及到参量 G , 因而对 ν_p 未作限定, 如果想进一步由(3) 式求载流子数密度, 不但需要确定 δ , 还需要知道 ν_p 与增益曲线中心频率的差别。

图 1 给出了(归一化到半导体激光器子腔模式间距的) 光栅反射的峰值频率与外腔半导体激光器振荡频率之差, 即 $(\nu - \nu)/\Delta$ 和增益参量 $G(\nu)$ 随振荡频率而变化的关系曲线, 图中实线和虚线分别对应 (k/Δ) 等于 0.5 和 0 两种情况, 其中 k 等于零代表了用 δ 函数来描述光栅反射的常规理论的结果, 计算中所使用的参数有: $R_1 = 0.16$, $R_2 = 0.3$, $R = 4 \times 10^{-4}$ 。从图 1 可见, 在光栅线宽等于半导体激光器子腔模间距一半的情况下, 所需

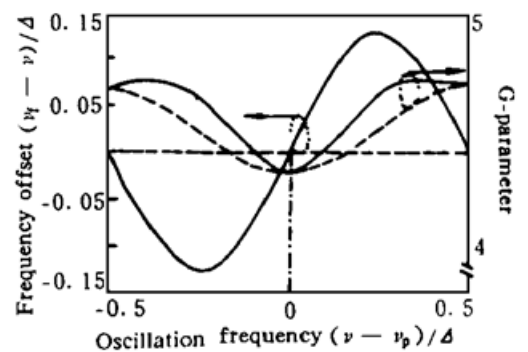


Fig. 1 Variations with oscillation frequency of frequency offset (normalized to LD mode spacing) between the grating reflection peak and laser radiation, and gain parameter $G(\nu)$, The solid and dashed curves are obtained for k/Δ equal to 0.5 and 0, respectively

的增益量比常规理论计算的偏大，这是因为外腔半导体激光器的振荡频率比光栅反射峰值频率更靠近半导体激光器子腔共振频率，在振荡频率处光栅实际反射率有所下降，不过，对于实际的连续调谐外腔半导体激光器而言， G 参量的大小并不是人们十分关心的问题，因为一般来说，加在半导体激光器的偏置电流是比较大的，故半导体激光器内载流子数密度总能满足对 G 的要求，对于连续调谐外腔半导体激光器的设计来说，参量 $(\nu - \nu)$ 的大小就非常重要了，从图还可以看到，在一般情况下，光栅反射峰值频率比外腔半导体激光器的振荡频率离半导体激光器子腔共振频率更远些，只有在特殊情况下，即当外腔半导体激光器在共振或反共振频率振荡时，光栅反射峰值频率才会与激光器的振荡频率一致，这意味着，要设计一个能够连续调谐的外腔半导体激光器，所需考虑的问题比文献[2]中所考虑的要更为复杂。

对(8)式求二阶导数，考虑到(8)式以及增益因子 G 的二阶导数应大于零，经过复杂但直接的运算可得

$$\frac{J''}{(\varphi)^2} < \frac{2rr_2G(1 - R_1J)(\cos \varphi - 4rr_2G \sin^2 \varphi/Z)}{R_1Z} \tag{13}$$

式中， J'' 是 J 对 ν 的二阶导数，在求得了要使外腔半导体激光器在某个频率 ν 振荡所需的 ν 之后，由上式可算出所需的光栅线宽，经过计算可以看到，要使外腔半导体激光器在子腔的反共振频率振荡所需的光栅线宽(k_{up}) 最小，由(10)式知，此时 δ 和 δ_r 均为零从而由(13)式可导出 k_{up} 满足

$$\frac{k_{up}^2}{\Delta^2} < R_1Z_m/[4\pi^2rr_2G_m(1 - R_1)] \tag{14}$$

式中 G_m 表示要使外腔半导体激光器在反共振频率振荡所需的增益参量，它的显式是

$$G_m = \frac{1 - rr_1}{r_2(r_1 - r)} \tag{15}$$

而在把(9)式中的 G 换成 G_m 后，就得到 Z_m 。

图2给出了在 R_1 等于 0.16 和 0.04 (对应于 r_1 等于 0.4 和 0.2) 两种情况下，(归一化到半导体激光器模式间距的)光栅线宽上限，即 k_{up}/Δ 随半导体激光器镀膜面反射系数 r 变化的关系曲线，计算中使用的 R_2 依然是 0.3，从该图可以看到，镀膜质量越好即反射率越低，光栅线宽上限越大；光栅系统反射率越大，相当于镀膜面反射所起的作用相对下降，对光栅线宽的限制也会相应地放宽。对于常见的半导体激光器，长度一般约为 200 μm 、300 μm ，半导体激光器的模式间距约一、二百 GHz，在镀膜面反射率为万分之几的情况下， k_{up} 可与 Δ 相比拟，如果采用激光技术中常用的半宽(FWHM)的概念(对高斯函数，它约为 k_{up} 的 1.67 倍)，那么光栅线宽的上限可达几百 GHz，在用波长表示时，该线宽可以超过一个纳米，可见，在绝大多数有关外腔半导体激光器的调谐实验的报道中，人们所使用的光栅系统的线宽是低于上限的，因而这些文献中所断言的连续调谐也是可信的，对于波长为 1.3 μm 的半导体激光器，常用的光栅多为 600 l/mm，于是，可以大致估算出只要在光栅上有 2 mm 左右的刻线被照明^[7]，光

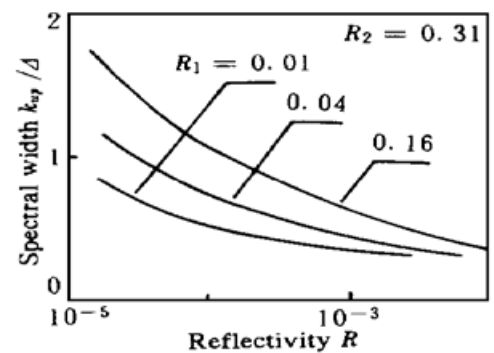


Fig. 2 Dependence of k_{up}/Δ on reflective coefficient at AR coated diode facet, for R_1 equal to 0.16 and 0.04, respectively

栅线宽就可以满足在外腔半导体激光器上实现连续调谐之需, 可见, 不必采取特殊措施(如扩束等)就可以在一般的外腔半导体激光器上实现连续调谐。

参 考 文 献

- [1] C. Yan, X. Wang, G. McInerney, Multistability in grating-tuned external-cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1996, **QE-32**(5) : 813~ 821
- [2] W. R. Trutna, L. F. Stokes, Continuously tuned external cavity semiconductor laser. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1993, **11**(8) : 1279~ 1286
- [3] D. M. Kane, A. P. Willis, External-cavity diode lasers with different devices and collimating optics. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(21) : 4316~ 4325
- [4] J. O. Binder, G. D. Cormack, Intermodal tuning characteristics of an InGaAsP laser with optical feedback from an external grating reflector. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(7) : 1191~ 1198
- [5] H. Kakiuchida, J. Ohtubo, Characteristics of a semiconductor laser with external feedback. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(9) : 2087~ 2097
- [6] X. Zhou, J. Chen, Y. Lu, Analytical characterization of grating-tuned external-cavity semiconductor lasers. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(18) : 4138~ 4141
- [7] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*. New York: Pergamon Press, 1975, 401~ 413

Effects of Spectral Width of Frequency Selecting Element on Tunable External Cavity Semiconductor Lasers

Chen Jianguo Zhou Xiaohong

(Sichuan University, Chengdu 610064)

(Received 10 June 1997; revised 10 November 1997)

Abstract It is known that the responding function of the tuning element in a tunable external cavity semiconductor laser (ECLD) has a finite spectral width. Effects of this finite width on the characteristics of the ECLD have been studied. Expressions of the upper bound of the spectral width and the frequency difference between the peak of the grating reflection and the laser radiation have been derived for the case where a continuous tuning of the ECLD is required.

Key words external cavity semiconductor laser, continuous tuning, spectral width.